

東京大学大学院 新領域創成科学研究科
基盤科学研究系 物質系専攻

平成 25 年度

修士論文

双極子相互作用を介した
磁気渦の連成スピンドYNAMICS

2014 年 1 月 27 日 提出
指導教員：大谷 義近 教授

47-126040 : 長谷川 徳信

目次

第 1 章	序論	1
1.1	本研究の背景	1
第 2 章	基礎理論	2
2.1	磁気渦構造	2
2.2	スピンドYNAMICS	4
2.3	静磁結合	7
2.4	研究目的	9
第 3 章	実験方法	11
3.1	試料作製	11
3.1.1	リフトオフ法	11
3.1.2	露光	12
3.1.3	真空蒸着	13
3.2	測定手法	14
3.2.1	抵抗測定	14
3.2.2	ホモダイン検波	15
第 4 章	3つの磁気渦鎖	17
4.1	測定回路	17
4.2	結果と考察	17
4.3	スペクトル解析	21
第 5 章	倍波検波	23
5.1	測定回路	23
5.2	結果と考察	24
第 6 章	結論	28
6.1	本研究の総括	28
6.2	今後の課題	28

付録 A	磁気渦鎖のカイラリティ	30
付録 B	外部磁場とコア変位の関係	32
謝辞		37

第 1 章

序論

1.1 本研究の背景

現代社会の根幹を担っているエレクトロニクスは、電荷を持つ電子の流れを用いており、様々な工業製品に応用され我々の生活を著しく豊かにしてきた。一方で、電子は電荷に加えスピンと呼ばれる物理量を持つことがよく知られている。スピンは上向き \uparrow 、下向き \downarrow の 2 つの準位を持ち、マクロな磁性発現の起源となっている。しかし、従来のエレクトロニクス分野において、このスピンという自由度は積極的には活用されていなかった。これは、対象となる系のスケールがスピンの拡散長よりも圧倒的に長かったため、スピン自由度は電子の散乱により保存されず、スピン自由度のマクロな伝播を確認できなかったためである。しかし近年の著しい微細加工技術の進歩によって、1989 年に膜厚方向に積層された金属人工格子系において抵抗費が 50% にもなる巨大磁気抵抗効果 (GMR) が発見された^{1,2}。これは、用いられた金属の積層周期が電子の平均自由行程よりも十分短かったため、スピンの情報が隣接する膜まで届くことで発現したものであった。ハードディスクの読み取りヘッドには、従来異方性磁気抵抗効果 (AMR) が用いられていたが、AMR の抵抗比は高々数 % 程度であった。GMR の発見から時をおかず、より高感度なハードディスクの読み取りヘッドに応用され、ハードディスクの記憶密度を大幅に向上させた³。一方書き込みにおいても、伝導電子のスピンと磁化の間に働く交換相互作用を起源とするスピントランスファー効果^{4,5} を用いた方法が提案されている。これは電流励起磁化反転と呼ばれ、スケラビリティに優れ磁場を用いず磁化を反転することが可能であるため、記録方式として大変魅力的である。実際にこれら 2 つの代表的な技術を用いた次世代不揮発メモリとして、MRAM(磁気ランダムアクセスメモリ) が開発された。このように、電子の持つ電荷のみならずスピンの自由度を用いた新しいエレクトロニクスを目指す分野は”スピントロニクス”と呼ばれる。スピントロニクスデバイスは、従来のエレクトロニクスと比較して、不揮発性、それに付随する低消費電力、また動作速度において優れているとされる。特に、前述のスピントランスファー誘起における微小磁性体の磁化ダイナミクスの解明、および制御技術を確立することは基礎物理、応用両面において興味深いものと確信する。本研究では特に、磁気渦構造と呼ばれる磁化構造における磁化ダイナミクスに着目する。

第 2 章

基礎理論

2.1 磁気渦構造

磁気渦構造^{6,7}は、結晶異方性の小さい軟強磁性体のサブミクロンスケール円盤において発現する磁化構造である。そのため、これ以降は専ら軟強磁性体、特に本研究で用いたパーマロイ (Py) について述べる。微小な軟強磁性体の磁化構造は専ら、交換エネルギーと静磁エネルギー及びゼーマンエネルギーにより決定される。効果エネルギー E_{ex} 、静磁エネルギー E_{d} 、ゼーマンエネルギー E_z はそれぞれ、

$$\begin{aligned} E_{\text{ex}} &= A \int (\nabla \mathbf{M})^2 dV \\ E_{\text{d}} &= -\frac{1}{2} \int \mathbf{H}_{\text{d}} \cdot \mathbf{M} dV \\ E_z &= - \int \mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{M} dV \end{aligned} \quad (2.1)$$

と表される。ここで、 A は交換スティフネス係数、 \mathbf{H}_{d} は反磁場、 \mathbf{H}_{ext} は外部磁場である。反磁場については静磁エネルギーは磁性体の形状に依存するため、磁性体のサイズや形状を変えることで磁化構造をある程度制御することが可能である。特に軟強磁性円盤では、そのアスペクト比（厚さ/半径）に応じて種々の磁化構造を取ることが知られる。数値計算により得られた、Py 円盤で安定化される磁区構造の相図を図 2.2 に示す^{8,9}。まず、円盤が薄い場合には面直方向への反磁場係数が 1 になるため、面内配向した単磁区構造が安定化される。また、厚い場合には面直方向への反磁場係数が減少するため面直配向の単磁区構造をとる。それらの中間の領域では磁気渦構造が表れ、静磁エネルギーと交換エネルギーの競合によってその構造が理解される。まず円盤端においては、磁極の発生を抑えるために端面に平行に配列し面内を一方に回転する。動径方向に並ぶスピンは交換エネルギーを抑えるため互いに平行に配列するが、円心では反平行になってしまうため、円心付近でスピンは面直に立ち上がる。その結果、図 2.1 に示すような磁気渦構造が安定化される。その際、面内回転磁化と面心面直磁化はそれぞれどちらの方向を向いているかに対して、基本的にはエネルギー的に等価である。そのため、それぞれが独立の自由度として扱われる。面内磁化の回転方向はカイラリティ (chirality)、面心垂

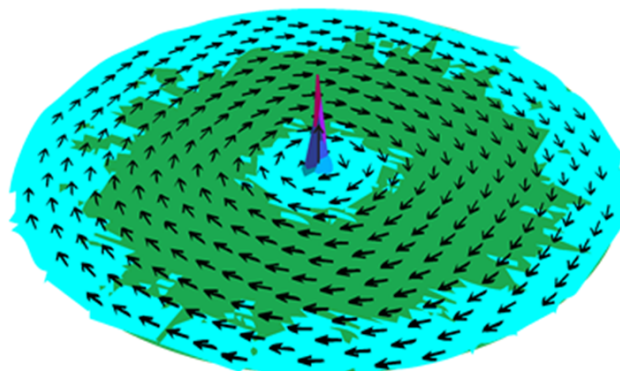


図 2.1. 計算により得られた、Py 円盤における磁気渦構造。

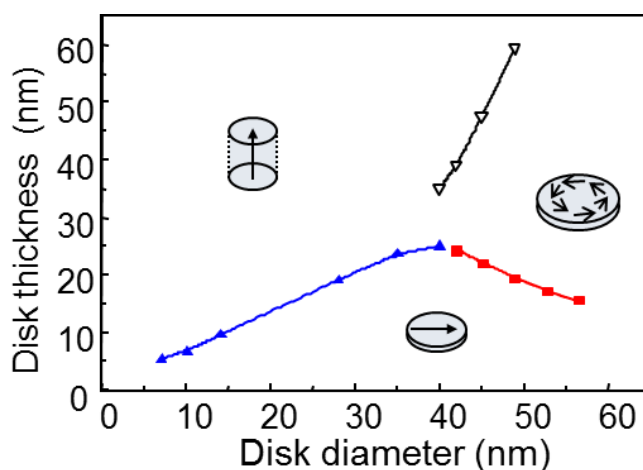


図 2.2. Py 円盤で安定化される磁化構造の相図。

直磁化はポラリティ (polarity) と呼ばれ、カイラリティは時計回り (clock wise: cw) か反時計回り (counter clock wise: ccw)、ポラリティは up と down の 2 つの状態を持つ。

次に、Py 円盤の磁化過程について述べる。円盤に内包される磁化構造が単磁区の場合には、軟強磁性体の例に漏れず句形ヒステリシスを示すが、磁気渦構造の場合には、特徴的なヒステリシスが表れることが知られる。図 2.3 に数値計算より得られた Py 円盤の磁気渦構造の磁化曲線を示す¹⁰。図 2.3(a) で y 方向に飽和している状態から徐々に磁場を減少させていくと、図 2.3(b) にある C-shape を経由し、ある nucleation 磁場において磁気渦コアが円盤内に生成される。そして、ゼロ磁場ではコアは円盤中心にまで移動し、更に磁場を増加させることで逆方向へ移動していく。そして annihilation 磁場でコアは円盤の外に追いやられ、最終的に飽和する。このように、nucleation 磁場と annihilation 磁場の違いをヒステリシスの起源である。また、C-shape の時点でカイラリティが決定されるが、円盤形状に異方性を持たせることでカイラリティを制御することが可能である^{11,12}。また、面直磁場を印加しつつ、磁場を掃引するこ

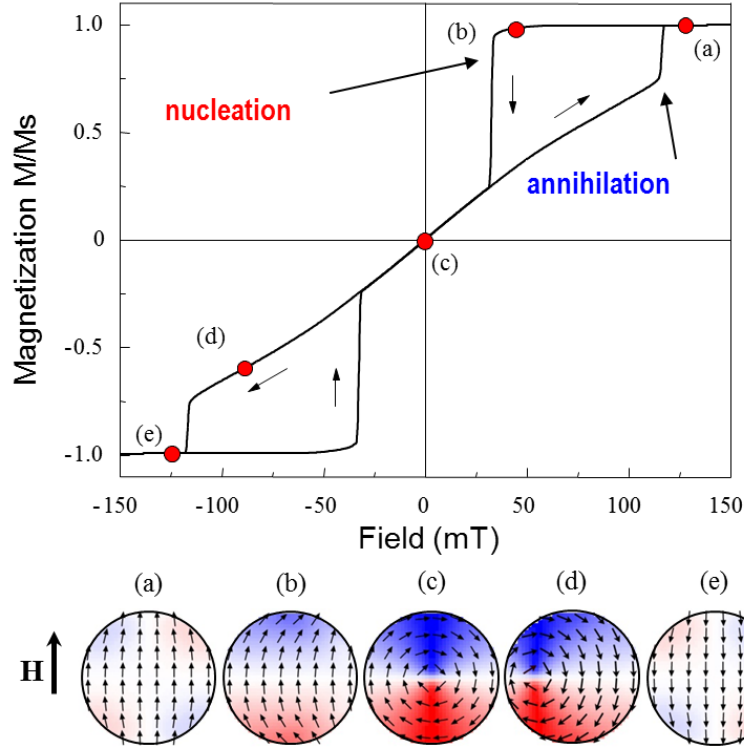


図 2.3. 磁気渦構造のヒステリシスループ。nucleation と annihilation におけるジャンプが見える。

とでポラリティも同様に制御することができる¹³。

2.2 スピンドイナミクス

結晶中の微小体積中の磁化 \mathbf{M} は、全エネルギー E_{tot} の偏微分で表される有効磁場

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{\partial E_{\text{tot}}}{\partial \mathbf{M}} \quad (2.2)$$

を感じており、磁場によるトルクを受け歳差運動を行う。歳差運動のエネルギーは種々の過程を通じて格子へと緩和されるため、エネルギーの散逸を表す経験的な項を加えると、磁化 \mathbf{M} の運動方程式は、

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha \hat{\mathbf{M}} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (2.3)$$

と表される。ここで γ は磁気回転比、 α はダンピング定数である。式 2.3 は LLG(Landou-Lifshits-Girbart) 方程式¹⁴⁻¹⁶ と呼ばれる。スピナーが様に歳差運動するユニフォームモードや歳差運動が波として伝播するスピン波(静磁モード)等は上式から説明される。

磁気渦構造では、磁性体の形状を反映した対称性を持つ静磁モード¹⁷⁻²¹ の他にトランスレーショナルモード(TM)^{22,23} と呼ばれる低周波モードを持つことが知られる。本研究では特に

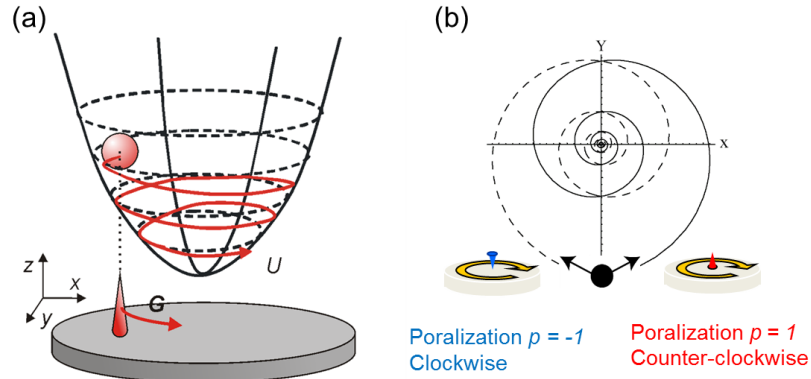


図 2.4. (a)TM 概念図。(b) 平衡位置よりシフトされた、磁気渦コアのダンピング過程。

TM に注目する。TM は図 2.4(a) に示すように、磁気渦コアが平衡位置を中心に旋回運動する集合励起モードであり、一般には磁気渦コアを準粒子とみなし、ポテンシャル中を旋回する質点運動として近似される。質点の位置 \mathbf{r} は、LLG 方程式より近似的に帰結される Thiele 方程式^{24,25} により、

$$\mathbf{G} \times \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{1}{R^2} \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}} - \alpha D \frac{d\mathbf{r}}{dt} \quad (2.4)$$

と表される。但し、

$$\begin{aligned} \mathbf{G} &= G_0 \mathbf{e}_z = -\frac{2\pi p L M_s}{\gamma} \mathbf{e}_z \\ D &= G_0 \left(1 + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{R}{\delta} \right) \right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

である。ここで、 M_s は飽和磁化、 L は膜厚、 R は円盤半径、 δ はコア半径、 p はポラリティ、 \mathbf{e} は単位ベクトルである。Thiele 方程式において \mathbf{G} は、旋回運動を記述しジャイロベクトルと呼ばれる。また、ジャイロベクトルはポラリティに比例するため、ポラリティに応じてコアの旋回方向が異なる。式 2.4 右辺第 1 項は、コアが内包されるポテンシャルによる復元力を示す。コアの変位が微小な場合には、ポテンシャルは変位の 2 乗に比例すると記述されるのが一般的である。また、変位が大きい強励起の場合には、非線形効果 (4 次以降の効果) が現れる。第 2 項は、磁化のダンピングを表しており、ダンピング定数 α によりスケールされる。図 2.4(b) に磁気渦コアのダンピング過程を示す。まず、静磁場により平衡位置よりずれたコアは、ポラリティに依存したジャイロベクトルを受けるため、 $p = 1(\text{up})$ の場合には反時計回りに、 $p = -1(\text{down})$ の場合には時計回りにある固有周波数 f_0 で回転する。要するに右ねじの方向である。その際、有限のダンピングによりその振幅を徐々に小さくしていき、最終的に平衡位置に収束する。

逆に、周波数 f_0 で振動する外力を加えてることで TM を励起することが可能である。励起力としては、磁場によるトルクと加速度的に研究が進んでいるスピントランスファートルク

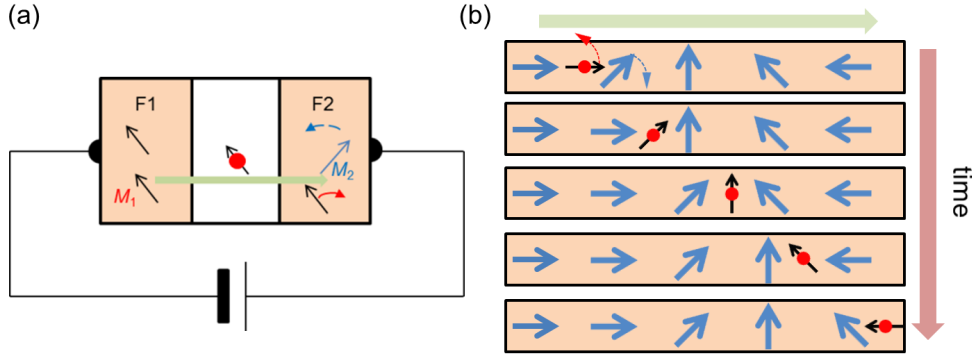


図 2.5. (a) 強磁性多層膜における、スピントルクの概略図。(b) 磁壁における、スピントルクと運動の概略図。

(STT)^{4,5} が挙げられる。簡単に STT について述べる。図 2.5(a) のような強磁性体の多層膜に電流を流す場合を考える。それぞれの磁化を \mathbf{m}, \mathbf{M} とすると、一方の磁化により $\hat{\mathbf{m}}$ 方向にスピン偏極した電子が、他方の磁化 \mathbf{M} に注入される。この時、伝導電子と磁化の交換相互作用によりその相対角 θ に応じたトルクが \mathbf{M} に働く。これはスピントランスファートルクと呼ばれ、LLG 方程式に組み込まれる。

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha \hat{\mathbf{M}} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} - g(\theta) \frac{\hbar I_e}{2e} \hat{\mathbf{M}} \times (\hat{\mathbf{M}} \times \hat{\mathbf{m}}) \quad (2.6)$$

ここで、 $g(\theta)$ は STT 効率を表す係数、 \hbar はプランク定数、 e は素電荷、 I_e は電流である。以上は多層膜についてであるが、式 2.6 によれば、磁化が空間変化している場合すなわち磁気渦コアや磁壁においても同様に STT が働くことが分かる (図 2.5)。すなわち、式 2.6 右辺第 3 項は、磁化勾配を用いて

$$-(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{M} \quad (2.7)$$

と書き直せる。 \mathbf{u} が電流と磁化の相互作用を表す。以上は、断熱スピントルクと呼ばれるもので、電子の持つ角運動量が完全に局所磁化に移行する場合を表しており、幅の広い磁壁など磁化の空間変化が小さい場合に有効である。幅の狭い磁壁の場合は、非断熱スピントルク²⁹

$$\beta \hat{\mathbf{M}} \times [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{M}] \quad (2.8)$$

が磁壁ダイナミクスに強い影響を与えることが指摘されるが、その起源や強度 β など統一的な理解は得られていない。磁気渦において β は、ダンピング定数 α の 1~10 倍と様々な値が報告されている。

以上のスピントルクを Thiele 式に加えれば

$$\mathbf{G}(p) \times (\mathbf{u} - \dot{\mathbf{r}}) = -\frac{\delta U(\mathbf{r})}{\delta \mathbf{r}} - \alpha D \dot{\mathbf{r}} + \beta D \mathbf{u} \quad (2.9)$$

と表される²⁶⁻²⁸。まず断熱項は、図 2.5(b) のようにコアに対して電子の流れと平行に駆動力を与える。一方非断熱項は、その垂直方向への力である。式 2.9 左辺第 1 項をみると、断熱スピ

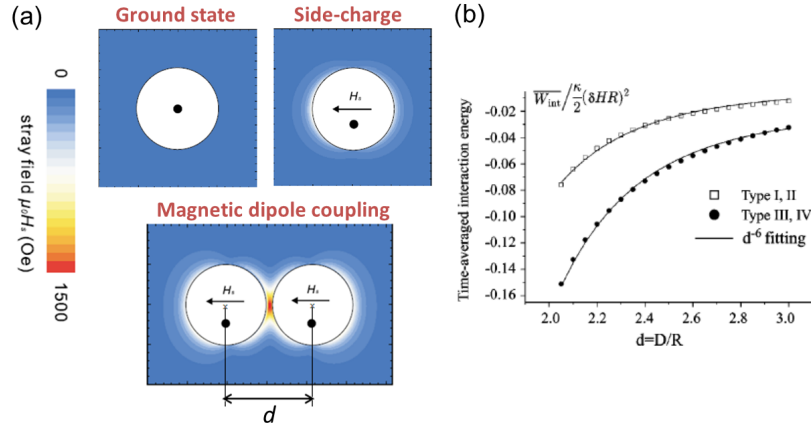


図 2.6. 磁気渦対における、静磁結合の様子。コアの平衡位置からの変位に伴う磁極を介し、隣接した磁気渦間ではそれらの中心間距離の-6 乗に比例する相互作用が働く。

ントルクはポテンシャル形状を変えず、コアに直接駆動力を与えていると分かる。そのため、断熱項によるコアの駆動方向はポラリティやカイラリティに依存しない。一方、磁場による駆動はそのゼーマンエネルギーを式 2.9 のポテンシャル U に加える事で理解できる。ゼーマンエネルギーは、コアの変位が微小の場合には

$$\begin{aligned}
 U_{\text{zeeman}} &= \mathbf{q} \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{r}) \\
 - \frac{\partial U_{\text{zeeman}}}{\partial \mathbf{r}} &= -\mathbf{q} \times \mathbf{H} \\
 \mathbf{q} &= \pi c M_s L \mathbf{e}_z
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

と表される³²。ただし、 c はカイラリティである。ここで表されるポテンシャルを式 2.9 中の U に加える事で、そのダイナミクスが理解される。つまり、磁場励起の場合にはポテンシャルを移動させることでコア近傍にポテンシャル勾配を作り、その復元力を通じて駆動していると理解できる。コアの回転はジャイロベクトルにより支配されていることを考えれば、磁場によるコアの駆動方向はカイラリティとポラリティに依存し、磁場に対して平行か反平行であることが分かる。

2.3 静磁結合

トランスレーショナルモード励起時には、旋回するコアの平衡位置からのズレに伴い、面内磁化の対称性が崩れ、円盤端において磁極が誘起される。そのため、十分に隣接した磁気渦は、先の磁極を介して静磁的な相互作用が働くことが知られる^{33–36}。図 2.6 にその様子を示す。理想的な円盤において、基底状態にある磁気渦はその対称性を反映し外部に漏れ磁場は発生しない。しかし、何らかの方法でその対称性が崩れた場合、円盤端に平行でない磁化が存在するため、表面磁極が発生し、外部に磁場が漏れ出す。隣接した磁気渦においてはその表面磁極を介した相互作用が期待される。その際、カイラリティによってコアの同方向への変位に対

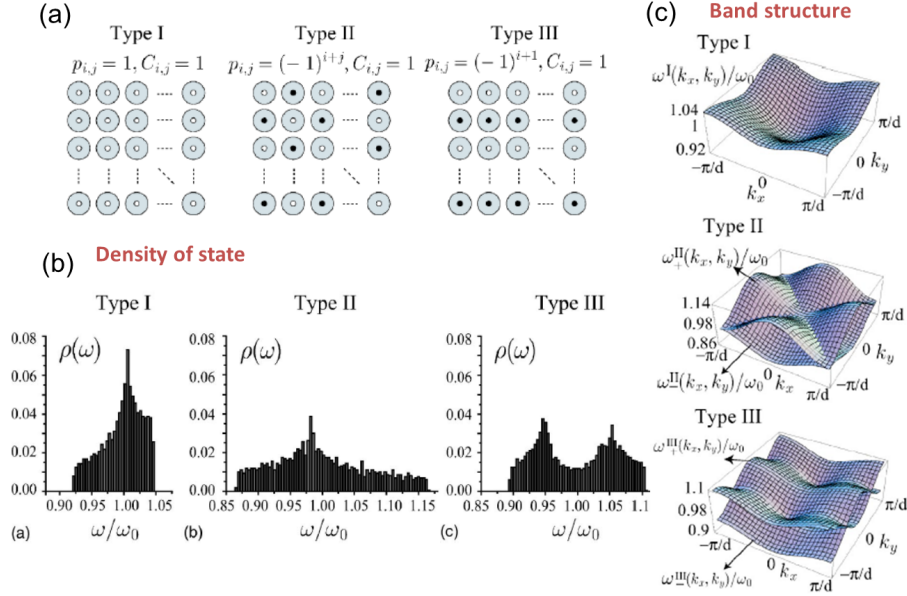


図 2.7. 2 次元磁気渦格子における、バンド構造と状態密度の Thiele 方程式に基づく解析計算。
ポラリティの組み合わせにより、それぞれの特性が如実に変調される。

して発生する漏れ磁場の向きが異なること、更にポラリティによりコアの回転方向が異なることを併せ考えれば、カイラリティとポラリティの組み合わせによって、この静磁結合の強さを変調可能であることが予想できる。Thiele 方程式を用いた理論計算³³によると、静磁相互作用は円盤の中心間距離 d に対して d^{-6} に比例し、Van der Waals 力に類似することが指摘されている。更に、その相互作用により結合される 2 次元磁気渦格子の特性も評価されている³⁴。図 2.7 に磁気渦 2 次元格子系におけるバンド構造及びその状態密度のポラリティ依存を示す。すべてのポラリティが同方向の Type I では、バンド構造及びその状態密度においてスプリットは見られないが、ポラリティを周期的に反平行にした Type II、Type III ではバンド構造に分裂が見られ、状態密度の幅も変調されていることが分かる。すなわち、二次元磁気渦格子系はポラリティにより変調可能な周波数特性を有する、磁気渦人工格子としての応用が期待される。さらに、大きさを変えた 2 種類の磁気渦を要素に持つ格子系においては、図 2.8 に示すようにバンドギャップを組み込むことが可能と計算される³⁷。この特性も 2 自由度によって変調可能であることが想像できる。

図 2.9 に磁気渦対における静磁結合を実験的に確認した先行研究の結果を示す³⁶。詳細は後に示すが、磁気渦の TM を電流の整流効果を通じて測定しており、共鳴周波数において強いディップを持つスペクトルが得られる。単磁気渦の場合は当然共鳴周波数は f_0 のみだが、2 つの磁気渦を隣接させた場合には、共鳴周波数が f_0 を挟んで 2 つに分裂する。また、その分裂幅がポラリティの組み合わせに依存し、計 4 つの結合、反結合性の準位に分かれることが分かった。更に、LLG との比較により結合性反結合性が 2 つのコア回転の位相差により特徴づけられることが示された。この結果は、静磁的に結合した格子系実現と、ポラリティによる特

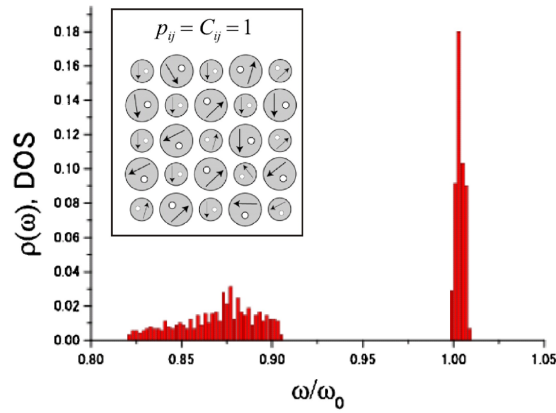


図 2.8. 2 種磁気渦の 2 次元格子における、共鳴周波数 DOS の解析計算。バンドギャップを導入可能であることが示唆される。

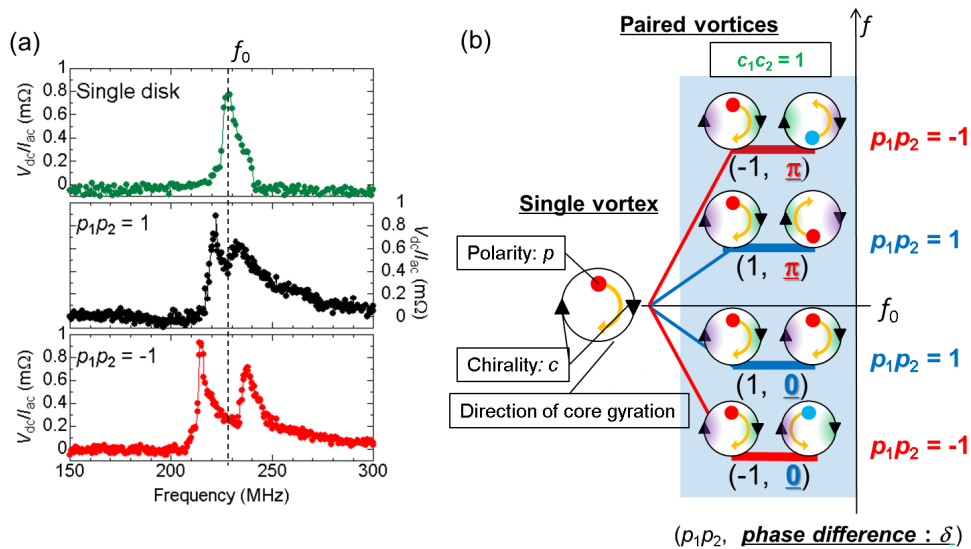


図 2.9. 隣接した磁気渦対における、静磁結合に起因する準位の分裂。ポラリティの組み合わせによって分裂幅が異なる。また、結合性反結合性は 2 つの回転するコアの位相差により特徴づけられる。

性変調の可能性を強く期待させるものである。

2.4 研究目的

磁気渦構造はその本質的な面白さに加え、スピントロニクス分野の横断的な発展にも寄与できると考えられる。GMR が初めて発見された金属多層膜は、その後もスピントロニクス発展の柱になってきた。磁気渦構造は、その安定性故に多層膜に組み込むことが容易であるため、既存のスピントロニクスの技術との融合により、更なる発展を望むことが可能であろう。実際

に、GMR 素子に磁気渦を組み込んだ発振子の実現など先駆的な研究が盛んである^{38,39}。可変なバンド構造を有すると期待される磁気渦格子系の実現は、すぐさま同分野に応用しうる。そのため、本研究では、磁気渦対で培ってきた知見を元に、磁気渦格子系の実現を目指し、磁気渦対より更に系を拡大した 3 つの磁気渦鎖での静磁結合の効果を調べることを目的とした。また、詳細なダイナミクスを検証する手法である倍波検波の確立も同時に目指す。

第 3 章

実験方法

磁気渦構造に代表される形状異方性を、磁化配列に支配的に作用させる構造を得るためには、サブミクロンスケールにわたる磁性金属の微細加工が不可避である。本研究では、所望の微細構造を実現するために、電子線描画法を採用した。以下では、本研究において実際に試料作製に使用した方法および装置について述べる。

3.1 試料作製

3.1.1 リフトオフ法

本研究では、微細加工技術の 1 つであるリフトオフ法を使用した。その工程を図 3.1 に示す。まず、試料基板を十分に超音波洗浄し、表面のダストや有機物を取り除く。次に、スピナーコーターを定速回転させ、レジスト樹脂を均一に塗布後、ベークにより膜を緻密化する。この後、電子線を露光することにより、レジストの性質を変化させる。露光された基板とレジストに対し、現像およびリンスを行い、感光した部分のみ基板から除去する。その試料に対し、全面に金属を堆積させ、剥離剤を用いてレジスト毎を溶解、除去することにより、レジスト上の金属も除去し、パターンニングされた構造を得る。

金属を堆積させる方法はいくつか知られているが、本研究では、抵抗加熱蒸着法、電子線加熱蒸着法を用いた。抵抗加熱蒸着法は、高融点金属で作製された受け皿にターゲットとなる金属をのせ、そこに電流を流すことでジュール熱により溶解、蒸発させ、堆積させる方法である。この方法は比較的簡便であるが、受け皿よりも融点の低く、かつ、受け皿との反応を起こさない金属しか適用できない。実験では、Mo のボートを採用し、Au 及び Cu の堆積に使用した。電子線加熱蒸着法では、ジュール熱ではなく、電子線照射による熱を利用する。この方法では外部磁場により電子線を歪曲させることで、局所的に熱を加えることが可能であり、抵抗加熱蒸着法では不可能であった高融点金属の蒸着も可能となる。実験では、Py の堆積に使用された。

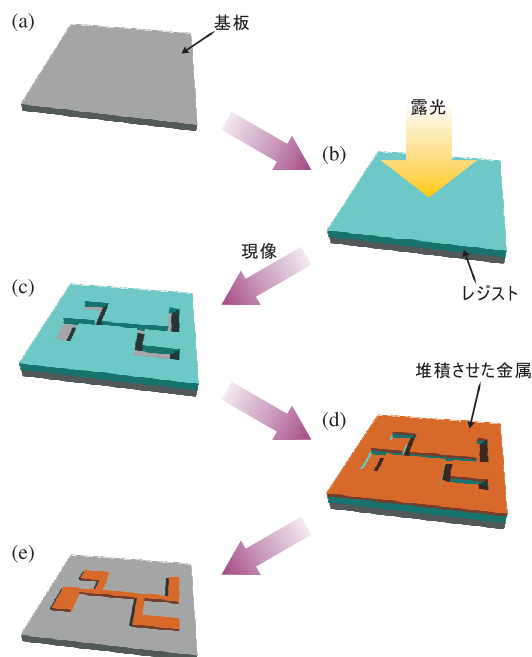


図 3.1. ポジティブ型レジストを用いたリフトオフ法の概略図。(a) 基板に対してレジストを塗布し、(b) 露光して現像を行うことにより、(c) 必要とするパターンの余白部分にのみレジストが残る。(d) 金属を堆積させた後に、レジストを除去することにより、(e) 微細加工された金属を得る。

3.1.2 露光

本研究ではレジストとして、ポリメタクリル酸メチル (PMMA) 950A と ZEP 520A を用いた。どちらも、感光した部分が現像液によって溶解するポジ型のレジストである。また、電子線による露光には、エリオニクス社製の電子線描画装置 ELS-7700 を用いた。電子線描画装置は、超高真空中で電子線を放出させ、用意した基板の上に出力や位置を指定して照射できる装置である。

PMMA レジスト

PMMA レジストの場合、Si/SiO₂ 基板上に、PMMA をスピンコーターで塗布し、180 °C で 5 分間ベークを行った。電子線による露光は、ドーズ量が 8.8 C/m² となるように行った。現像液には MIBK と IPA を 1 : 3 で混合したものを用い、30 秒の現像後、IPA によってリンスした。このとき、図 3.2(a) のように、下に大きく削れたアンダーカット構造が形成される。アンダーカット構造は、リフトオフ法において金属堆積後のレジストの剥離を容易にする。真空装置内で金属を堆積させたのち、アセトンを用いてレジストを剥離することにより、必要な素子構造を得た。



図 3.2. 現像後のレジストと基板の断面の模式図。(a)PMMA レジスト。(b)ZEP 単層レジスト。
図のようなアンダーカット構造を実現することで、清純な金属端面を得ることができる。

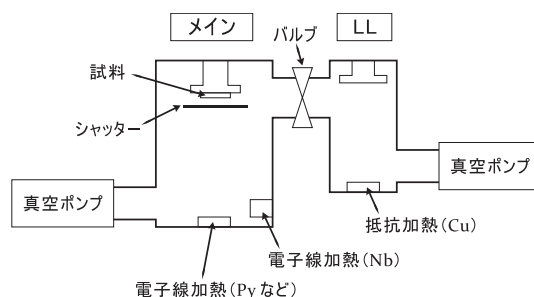


図 3.3. 強磁性体用蒸着装置の模式図。

ZEP レジスト

ZEP レジストの場合、同じく、基板となる Si/SiO₂ 上に、スピンドーターによって均一に塗布した後、ホットプレートにより 150 °C で 5 分間ベークした。露光は、ドーズ量が 2 C/m² となるように行った。現像は酢酸ペンチルで 30 秒行い、第 1 リンスとしてメチルイソブチルケトンとイソプロピルアルコールを 9 : 1 で混合したものを、第 2 リンスとしてイソプロピルアルコール単体を用いた。ZEP レジストは単層であるが、電子線に対する感度が高いため、図 3.2(b) のように、アンダーカット構造を作製することが容易である。金属を堆積させた後、1-メチル-2-ピロリドンによって剥離することで、必要な素子構造を得た。

3.1.3 真空蒸着

強磁性体の蒸着には、図 3.3 に示す真空蒸着装置を用いた。メインチャンバーでは強磁性体である Py を電子線加熱蒸着を行った。蒸着前の到達真空度は、メインチャンバーが 1×10^{-9} Torr、ロードロック・チャンバー (Load lock chamber : 以下 LL) が 1×10^{-8} Torr であった。主排気系はそれぞれ、クライオポンプとターボ分子ポンプである。

非磁性体 Cu の蒸着は、図 3.4 の真空蒸着装置を用いて行った。この装置では、LL チャンバーにおいて Ar イオンミリングを行うことが可能となっている。本研究においては、メイン

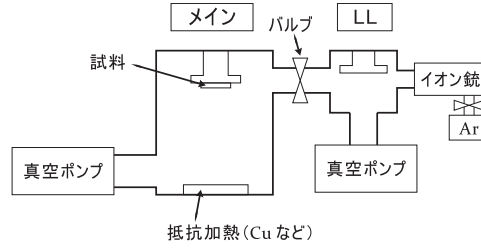


図 3.4. 非磁性体用蒸着装置の模式図。

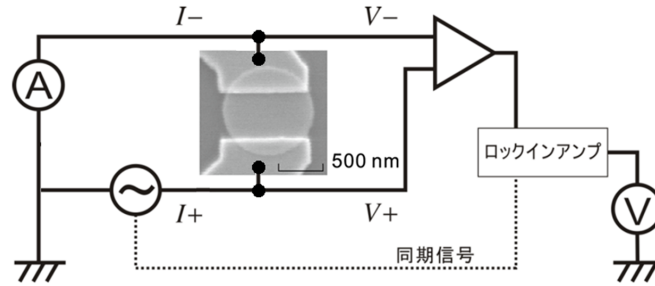


図 3.5. ロックイン測定回路の模式図。

チャンバーで Py を堆積させた後に、電極パターンを電子線描画する過程を挟むために、一端試料を大気暴露する必要がある。そのため、Cu 蒸着前に Py との界面を清浄にするために、600 V で 30 秒のミリングを行った。LL チャンバーとメインチャンバーは真空中で試料を搬送できる構造となっている。このときのメインチャンバーの主排気系はターボ分子ポンプであり、蒸着前の真空度は 4×10^{-9} Torr であった。

3.2 測定手法

本研究では、磁気渦の TM を観測するため、電気的な励起及び測定を行った。この手法では、磁場を用いた全体励起と異なり、個々の磁化ダイナミクスの励起や測定が可能であり、またそれぞれの自由度を独立に制御しうる点で優れている。また、測定は全て室温で行った。

3.2.1 抵抗測定

磁気渦構造のスピンダイナミクスは、電気抵抗を調べることで検出した。一般に強磁性体の電気抵抗は磁化の向きと電流の流れる向きの関係によって変化する。この現象は磁気抵抗効果と呼ばれ、s 軌道の伝導電子と遷移金属の d 電子との相互作用によって理解される。特に異方性磁気抵抗効果 (AMR) は、電流と磁化の相対角を θ とすると、

$$R_{\text{AMR}} = R_{\perp} + (R_{\parallel} - R_{\perp})\cos^2\theta \quad (3.1)$$

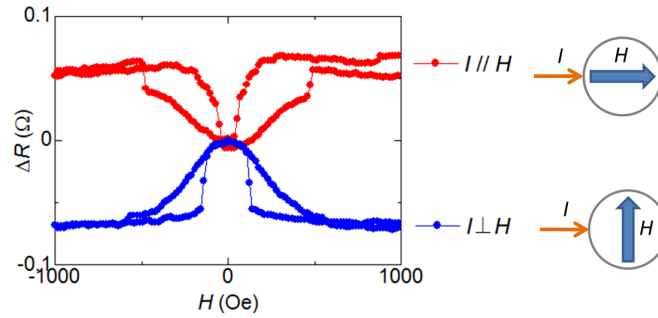


図 3.6. AMR による磁気渦構造の抵抗変化の様子。

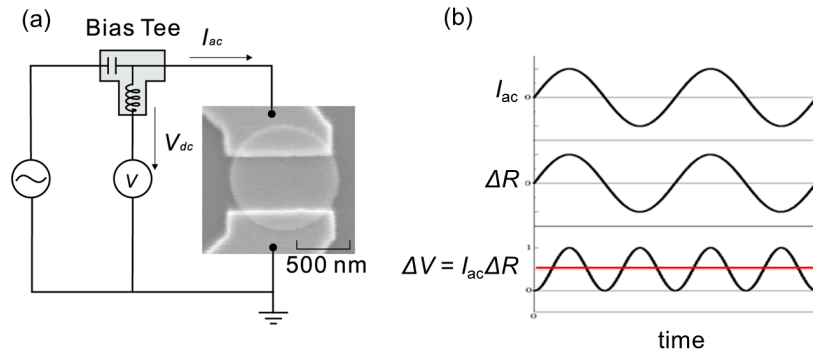


図 3.7. (a)TM のホモダイン測定回路概念図。(b)STD の整流効果。

と表される。磁気渦構造に当てはめると、コアの移動に伴い磁化構造が変化するため、磁気円盤全体としての電気抵抗が変化することが期待される。磁気円盤の電気抵抗は、図 3.5 に示す回路を用いたロックイン法により測定した。電流に対して平行もしくは垂直に面内磁場を印加した場合の磁気渦の電気抵抗変化を図 3.6 に示す。式 3.1 から期待されるように、磁場を電流と平行に印加した場合には電気抵抗が増加し、逆に垂直に印加した場合には電気抵抗が減少している。また、抵抗曲線は明らかにヒステリシスを持っており、途中若干のジャンプがある。これは、図 2.3 に示した磁化過程における nucleation と annihilation に他ならず、磁気渦が存在することの有力な証拠である⁴⁰。本研究では、これにより磁気円盤中の磁化構造が磁気渦構造であると同定した。

3.2.2 ホモダイン検波

TM はコアの回転運動であるため、AMR も同様に振動するが式 3.1 から分かるように電流と磁化の内角 θ に対して 2θ で振動することが分かる。すなわち、TM の共鳴周波数を f とすれば抵抗振動は $2f$ の周波数を持つ事が分かる。しかし実際には磁気円盤の不完全性や電極による影響で、 f 成分も存在することがよく知られる。TM の測定回路を、図 3.7(a) に示す。磁気渦の TM は、スピントルクダイオード効果 (STD) を用いホモダイン検波^{40,41} により測定し

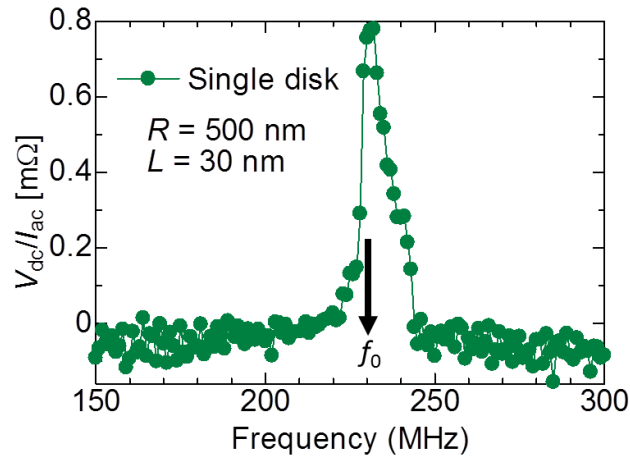


図 3.8. 単一磁気渦における、dc 電圧スペクトル。

た。STD の原理を図 3.7(b) に示す。交流電流 I_{ac} はバイアススティを通じてサンプルに注入され、STT により磁気渦の TM を励起する。磁気渦の電気抵抗 R はコアの回転に伴い同周波数で振動する成分を含むため、電流と抵抗の積である電圧 V は整流され dc 成分を持つ。単一磁気渦の場合には図 3.8 に示すように、共鳴周波数においてコアの回転振幅、つまり抵抗振動の振幅が極大を取るため、共鳴周波数でピークを持つスペクトルが観測される。

第 4 章

3 つの磁気渦鎖

4.1 測定回路

図 4.1 に磁気円盤と測定回路模式図を示す。本研究では、軟強磁性体に $\text{Py}(\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80})$ を用いており、磁気円盤の半径は 500 nm、厚さは 30 nm、円盤端距離は 100 nm とした。また、磁気円盤には Cu の電極を通じて電流を印加した。磁気渦の初期化は面内磁場を用いた。まず、面内に 1500Oe の磁場を印加し磁気円盤を飽和させる。そして、面内磁場を掃引することで磁気円盤には磁気渦が安定化される。その後 AMR を測定することで、電極が貼られている円盤については磁気渦が存在することを確かめた。

4.2 結果と考察

2 章で示したように磁気渦対では、共鳴周波数が静磁結合により 2 つに分裂しポラリティの組み合わせにより、静磁結合の強度が変調されることが知られている³⁶。3 つの磁気渦鎖においては、独立なポラリティの組み合わせが 4 つ考えられ、より多様なポラリティ依存が観測できるはずである。その点を確認するため、端の磁気渦を励起し DC 電圧スペクトルを測定した。ポラリティは、初期化の段階で垂直磁場を印加することでその全てを平行にし、さらに交流電流による局所的な反転^{45,46} をすることで操作した。同時に Thiele 方程式に基づいたスペクトルの解析計算 (4.3 章参照) も行った。

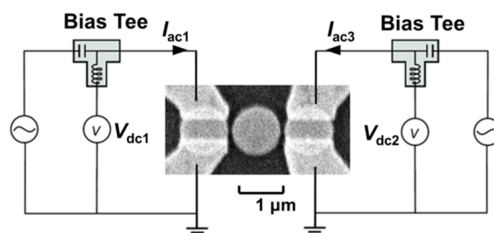


図 4.1. 測定回路模式図。

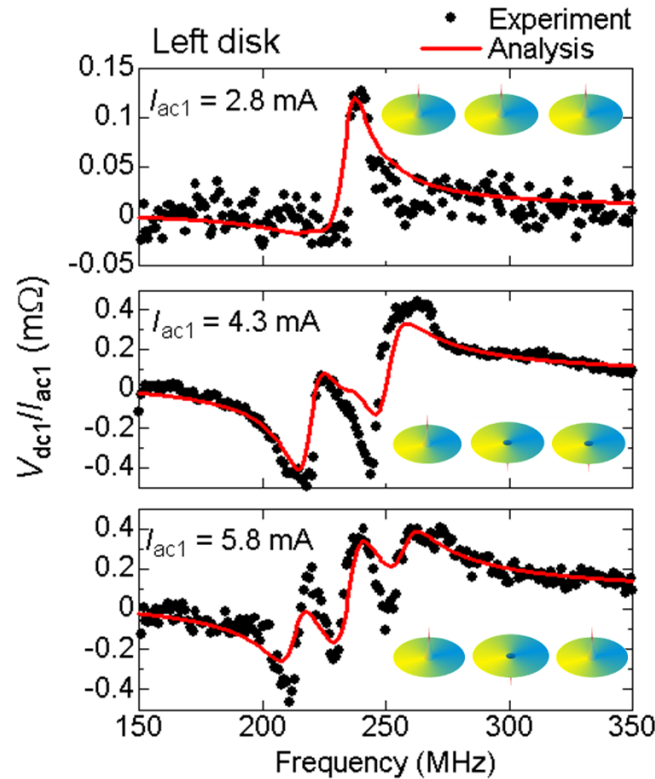


図 4.2. 共鳴スペクトルのポラリティ依存性。赤線は、Thiele 式による解析計算。また、挿入図はそれぞれのスペクトルに対応するポラリティの組み合わせ。

その結果、図 4.2 に示すように 3 種のスペクトルを得た。また、Thiele 方程式に基づく解析計算を赤線に示す。スペクトルが尾を引いているのは、励起電流に伴う磁場の寄与により、電流とコア回転の位相がずれたためと考えられる。図 4.2 の上段ではピークは 1 つであるが、中段では 2 つになり、下段では 3 つ確認できる。これらは、解析計算と比較することにより、それぞれ異なったポラリティの組み合わせに対応することが分かった。特に、すべてのポラリティが互いに反平行の場合にスプリット幅が最も大きく静磁結合が有効に働いていることが分かる。このスペクトルに見られるように 3 つの磁気渦鎖は種々のポラリティの組において各々 3 つの共鳴準位を持っているが、その他のポラリティの組では分裂幅が狭く個々の準位を区別することが困難である。これは、先行研究³⁶にあるように、ポラリティが反平行である方が平行の場合と比較し、結合強度が強いためである。また、ダンピング定数 α にスケールされるスペクトル幅も共鳴周波数の区別を困難にする一因である。そのため、これ以降はポラリティが反平行の場合に注目する。

次に、励起した磁気渦以外のダイナミクスを調べるため、中央および右の円盤にも微弱な電流を印加した。この際、同時に 3 つの円盤に電極を取り付けることが技術的に困難なため、左と右の円盤に電極が貼られているものと、左と中央に貼られているものの 2 種類作成した。また、この微弱電流のみでは磁気渦の共鳴スペクトルが見られず TM を励起していない事を事前

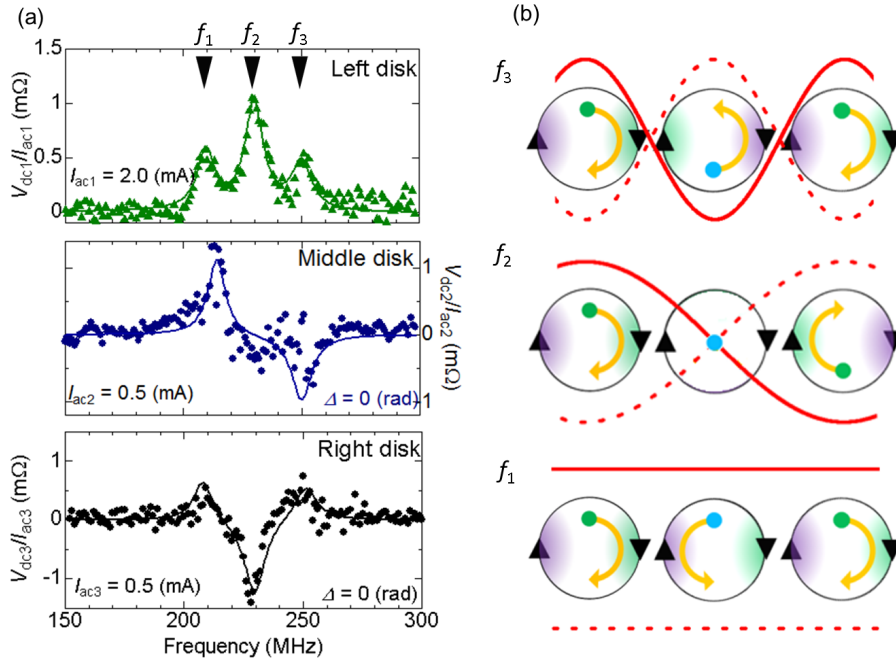


図 4.3. (a) 端励起における、個々の磁気渦におけるスペクトル。実線は解析計算。(b) 磁気渦鎖に励起される波モードの概略図。赤線は定在波のイメージ。

に確認している。また、2 交流電流の位相差 Δ は反射波の 1 部をオシロスコープに取り込むことで確認し、その情報をシグナル・ジェネレータにフィードバックすることで操作した。ここでは、 $\Delta = 0$ とした。その結果を、図 4.3 に示す。ポラリティは反平行であるため、強電流を印加している左の円盤では 3 つの共鳴準位が確認される。一方、中央の円盤では f_1 にピーク、 f_3 にディップが確認できるが f_2 においては共鳴ピークは確認されない。また、右の円盤では、 f_1 、 f_3 ではピーク、 f_2 ではディップが観測された。2 つのサンプルにおいて、全ての円盤でカイリティが同方向であることは面内外部磁場依存を見ることで確認している (付録 A 参照)。また、左の磁気渦はすべての共鳴周波数でピークが得られていることから、コアが強電流に同期して回転していることが分かる。すなわち、中央と右の円盤において、ピークが得られたならば、それは左の回転と同期しておりコア回転の相対位相差が 0、またディップとして得られたならば位相差 π を持つと解釈できる。まとめると、3 つの磁気渦コアの回転は 4.3(b) のようになっていることが分かる。 f_1 では、すべてのコアが同位相で回転しているモード。 f_2 は、中央はほとんど止まっており、左と右が位相差 π を持って回転しているモード。 f_3 は、すべてのコアが反位相で回転しているモードであることが分かる。このように、コアの回転位相差は磁気渦鎖にトラップされている定在波モード⁴⁴の波数に対応していることが示唆される。

次に、左右両方の円盤に強電流を注入した。この条件では、左右両方の円盤で TM が励起される。2 電流の位相差依存性を測定すると図 4.4(a) が右側の円盤で得られた。特に、位相差 0 と π でのスペクトルを、図 4.4(b) に示す。 $\Delta = 0$ では、 f_1 、 f_3 のモードのみが励起されている。そこから $\Delta < \pi$ まで、 f_1 、 f_3 は徐々に強度を失っていく一方、 f_2 は励起されるようになる。

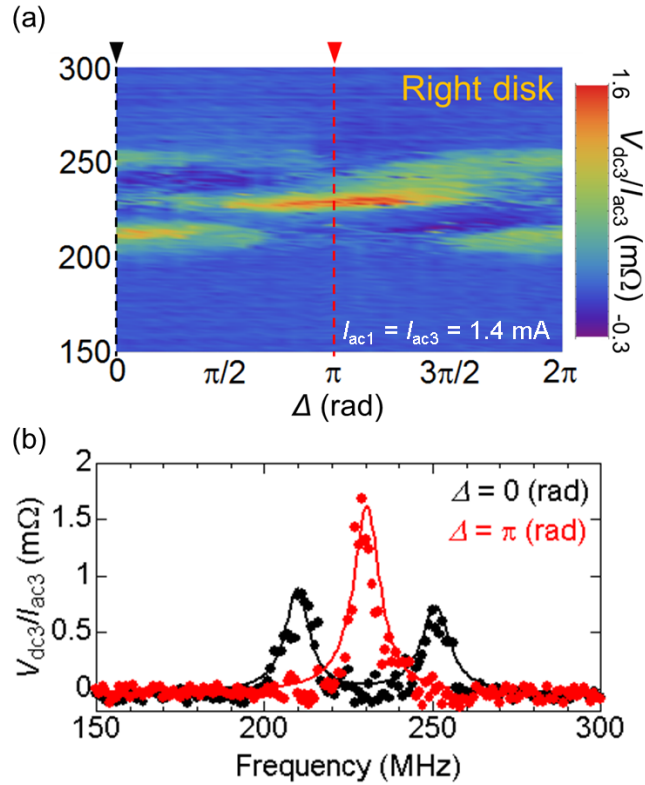


図 4.4. (a) 両端励起における、位相差依存性。(b) モードロックの様子。実線は、解析計算を表す。

$\Delta = \pi$ では図 4.4(b) に示すように f_1, f_3 モードは励起されず、 f_2 モードのみが励起される。 $\Delta = 2\pi$ までは、先ほどと逆に f_1, f_3 が徐々に励起されるようになり最終的に図 4.4(a) の $\Delta = 0$ まで戻る。左側の円盤でも、図 4.5 に示すように同様の結果が得られた。このように、2 電流の位相差を操作することによって、励起するモードを選択できることが示された。これは、図 4.3(b) に示した定在波モードの波数を Δ によって選択できることを意味している。つまり、図 4.4(a) は磁気渦鎖の分散関係を表していると考えられる。

図 4.5 に同実験において左側の円盤で得られた Δ 依存性と、Thiele 方程式により導出された、反平行ポラリティの磁気渦 1 次元格子における共鳴周波数の分散関係⁴⁴ を白線により示す。非常によく再現されており、同測定手法により分散関係が得られたことを支持する。3 個より、磁気渦の個数を増やしていけばその中間の準位も埋まり最終的には分散関係を再現すると予想される。

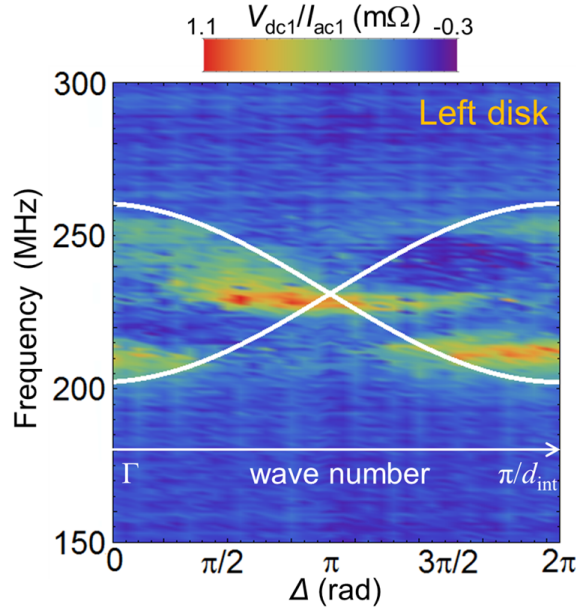


図 4.5. 磁気渦 1 次元鎖における固有周波数の分散関係。

4.3 スペクトル解析

スペクトルの解析は、STT を含んだ Thiele 方程式を用いた^{32,41}。STT 励起における磁気渦コア \mathbf{r} の運動は式 2.9 に示したように

$$\mathbf{G}(p) \times (\mathbf{u} - \dot{\mathbf{r}}) = -\frac{\delta U(\mathbf{r})}{\delta \mathbf{r}} - \alpha D \dot{\mathbf{r}} + \beta D \mathbf{u} \quad (4.1)$$

と表される。ここで \mathbf{u} は、伝導電子と磁化の相互作用を示し $\mathbf{u} = u_0 \mathbf{e}^{i\omega t} \mathbf{e}_y$ と表される。ただし、 $u_0 = \mu_B J P / e M_s$ で、 μ_B はボーア磁子、 J は電流密度、 P はスピン分極率、 e は素電荷、 β は、STT の非断熱係数である。今、3 個の磁気渦鎖において y 方向への交流電流による励起を考える。有限のダンピング定数によって、エネルギーの散逸があるので複素表記を用いて、 $\mathbf{u}_i = u_i \mathbf{e}^{i(\omega t + \Delta_i)} \mathbf{e}_y$ とする。 Δ_i は電流同士の位相差であり実験で調整した量である。また、コアの定常回転は電流に対し位相差 ϕ_i を持ちながら回転すると考え、

$$x_i = X_i \mathbf{e}^{i\omega t + \Delta_i + \phi_i} \quad (4.2)$$

$$y_i = Y_i \mathbf{e}^{i\omega t + \Delta_i + \phi_i} \quad (4.3)$$

と表す。ただし、 $X = X' + iX''$, $Y = Y' + iY''$ は複素数である。静磁結合の効果は、コアの変位に伴う磁極を考えれば³³、

$$U_{\text{int}} = \frac{c_1 c_2}{R^2} (\eta_x x_1 x_2 - \eta_y y_1 y_2) \quad (4.4)$$

となる。調和振動子型ポテンシャルを仮定し、静磁結合の寄与を含めれば $U = \frac{1}{2}\kappa_x x^2 + \frac{1}{2}\kappa_y y^2 + U_{\text{int}}$ となる。以上を式 4.1 に代入すれば、

$$\begin{pmatrix} \kappa_x + i\alpha\omega D & -i\omega p_1 G_0 & c_1 c_2 \eta_x / R^2 & 0 & 0 & 0 \\ i\omega p_1 G_0 & \kappa_y + i\alpha\omega D & 0 & -c_1 c_2 \eta_y / R^2 & 0 & 0 \\ c_1 c_2 \eta_x / R^2 & 0 & \kappa_x + i\alpha\omega D & -i\omega p_2 G_0 & c_2 c_3 \eta_x / R^2 & 0 \\ 0 & -c_1 c_2 \eta_y / R^2 & i\omega p_2 G_0 & \kappa_y + i\alpha\omega D & 0 & -c_2 c_3 \eta_x / R^2 \\ 0 & 0 & c_2 c_3 \eta_x / R^2 & 0 & \kappa_x + i\alpha\omega D & -i\omega p_3 G_0 \\ 0 & 0 & 0 & -c_2 c_3 \eta_y / R^2 & i\omega p_3 G_0 & \kappa_y + i\alpha\omega D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 e^{\phi_1} \\ y_1 e^{\phi_1} \\ x_2 e^{\phi_2} \\ y_2 e^{\phi_2} \\ x_3 e^{\phi_3} \\ y_3 e^{\phi_3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -p_1 G_0 u_1 \\ \beta D u_1 \\ -p_2 G_0 u_2 e^{\phi_2 + \Delta_2} \\ \beta D u_2 e^{\phi_2 + \Delta_2} \\ -p_3 G_0 u_3 e^{\phi_3 + \Delta_3} \\ \beta D u_3 e^{\phi_3 + \Delta_3} \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

と簡単な代数方程式になり、(x,y) について解くことが可能である。抵抗振動の f 成分は、次章で示すように

$$R_f = -2a_x(x_0 - x_R)(X' \cos \omega t - X'' \sin \omega t) - 2a_y(y_0 - y_R)(Y' \cos \omega t - Y'' \sin \omega t) \quad (4.6)$$

と書ける。 $(x_0 - x_R), (y_0 - y_R)$ は、コア安定点の円心からのズレを表している。今 y 方向のみに安定点がずれているとし、 $I_i = I_{\text{ac},i} \cos \omega t$ が整流されることを考えれば、DC 電圧は比例定数を C とし

$$\frac{V_{\text{dc},i}}{I_{\text{ac},i}} = \frac{C}{2} Y' \quad (4.7)$$

となる。

実験結果へのフィッティングは、オフセットを含め、 C, κ, η, ϕ をフィッティングパラメータとした数値的最小二乗法により行った。その時の重みは、全ての実験データで 1 である。また、 Δ_i は実験の値を用いた。その他のパラメータは以下のとおりである。

飽和磁化 M_s	1 T
円盤半径 R	500 nm
膜厚 L	30 nm
コア半径 δ	10 nm
スピン偏極率 P	0.4
磁気回転比 γ	$1.76 \times 10^{11} \text{ s}^{-1} \text{ T}^{-1}$
ダンピング定数 α	0.01
非断熱定数 β	0.02

第 5 章

倍波検波

前章では、交流電流で TM を励起し同周波数の抵抗振動により整流された電圧を検出した。しかし、AMR は $\cos 2\theta$ と表されることから、TM 共鳴周波数 f に対し $2f$ で振動する成分も存在するはずである。そのため本章では、 $2f$ 成分の直接的な観測を試みた。

5.1 測定回路

抵抗振動の $2f$ 成分を直接観測するため、図 5.1(a) に示すサンプルを作成した。まず、半径 500 nm、厚さ 30 nm の Py 円盤と Cu(80 nm) 電極を作成し、 Al_2O_3 (100 nm) によりキャップした。その上にショート型コプレーナウェイブガイド (CPW) を Au(150 nm) により作成した。TM は、CPW に周波数 f の電流を印加することで、それに伴う誘導磁場によって励起する。それと同時に、磁気渦にも Cu 電極を通じて周波数 $2f$ の電流を印加し、AMR の $2f$ 成分による整流作用によって DC 電圧として AMR の $2f$ 成分を観測可能である。2 電流の位相差 Δ は

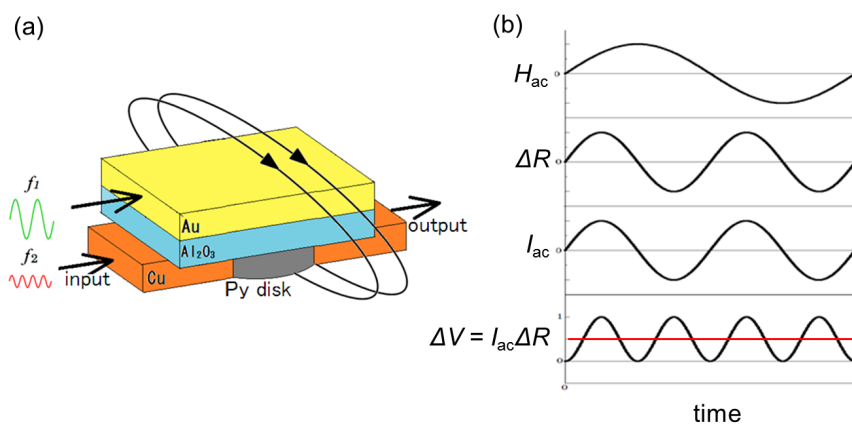


図 5.1. (a) $2f$ 測定回路概念図。(b) 整流効果と磁場の関係。

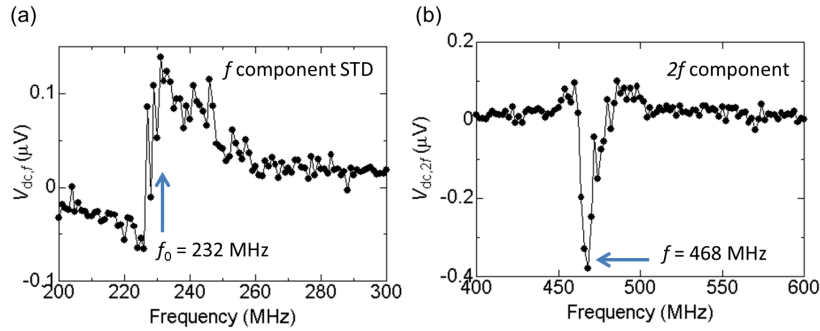


図 5.2. (a)STD により測定した AMR の f 成分。(b) 磁場励起での AMR $2f$ 成分。共鳴周波数のおよそ 2 倍の周波数でシグナルを得た。

前章と同様、オシロスコープを用いて操作した。以下の実験では $\Delta = 0$ とした。

5.2 結果と考察

図 5.2(a) には、前節と同様 STD を用いて測定した f 成分を示す。この結果より、共鳴周波数は 232MHz であることが分かる。また、図 5.2(b) に図 5.1 を用いて測定した AMR の $2f$ 成分を示す。その結果、共鳴周波数のおよそ 2 倍の 468MHz にシグナルを観測した。 $2f$ 成分のオーダーは f 成分と同程度であるため本質的に $2f$ 成分を含むと思われる。ただし、図 5.1 に示した回路において Au 電極に高周波 f を印加した場合、キャパシティブもしくはインダクティブなカップリングにより絶縁下の磁気渦側の回路にも周波数 f の電流が流れることが予想されるため、その電流に由来する電圧も重畳している可能性がある。そのため、以下の手法によりそれらを分離する。

図 5.2 に示したように TM 下の磁気渦の電気抵抗 R には、少なくとも f 成分と $2f$ 成分がある。すなわち、

$$\Delta R = R_f \cos 2\pi f t + R_{2f} \cos 4\pi f t \quad (5.1)$$

である。電極間カップリングにより磁気渦には $2f$ の他に f の電流も含まれているとすると、検出される dc 電圧 V_{dc} は、

$$V_{dc} = V_{dc,2f} + V_{dc,f}^{\text{couple}} \quad (5.2)$$

となる。ここで Δ を π だけ変化させることを考える。磁気渦の TM は交流磁場の起源である f 電流に同期しており $2f$ 検出電流は TM に影響しない。そのため、 $2f$ 由来の $V_{dc,2f}$ のみ符号が反転するが f 成分 $V_{dc,f}^{\text{couple}}$ は符号が反転しない。例えば、 $\Delta = 0, \pi$ のスペクトルを用いると、それぞれの dc 電圧 $V_{dc,f}, V_{dc,2f}^{\text{couple}}$ は

$$\begin{aligned} V_{dc,f}^{\text{couple}} &= \frac{V_{dc,2f}^{\Delta=0} + V_{dc,2f}^{\Delta=\pi}}{2} \\ V_{dc,2f} &= \frac{V_{dc,2f}^{\Delta=0} - V_{dc,2f}^{\Delta=\pi}}{2} \end{aligned} \quad (5.3)$$

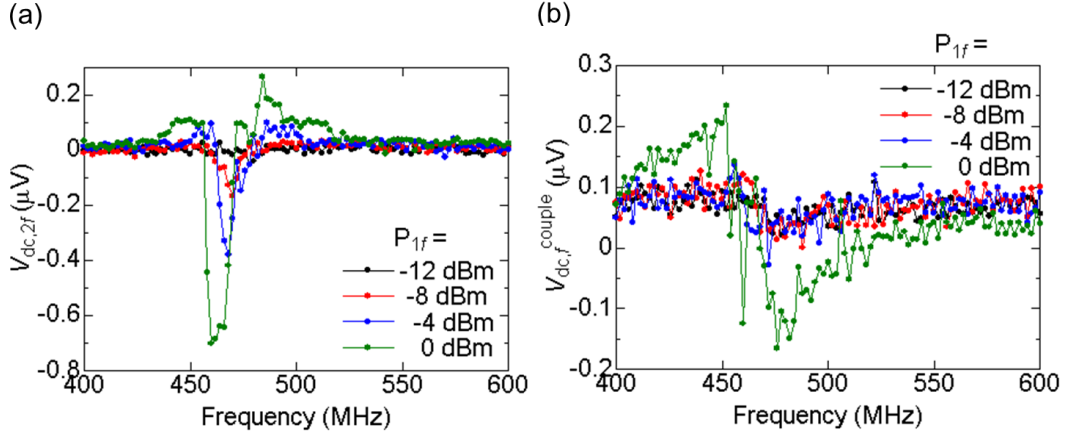


図 5.3. (a) 分離された $2f$ 成分と (b) 電極間カップリングに伴う f 成分の励起パワー依存性。

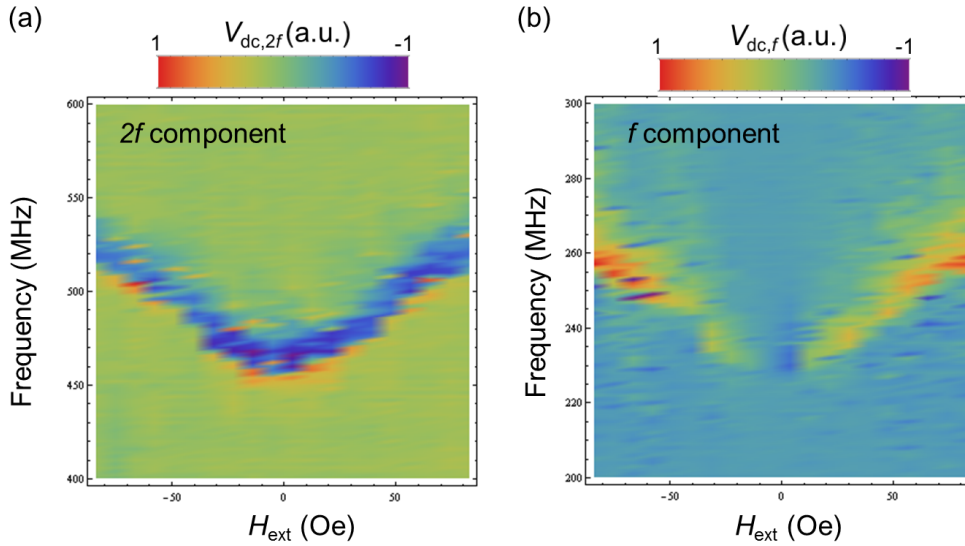


図 5.4. (a) $2f$ 成分と (b) f 成分の面内外部磁場依存性。

と表わせ、電極間カップリングに伴う不要な電圧を分離することが可能である。

図 5.3 に $\Delta = 0, \pi$ のスペクトルを用い上記の手法によって分離した $V_{dc,2f}$ と $V_{dc,f}^{\text{couple}}$ の励起パワー依存性を示す。 f と $2f$ 両成分ともパワーの増加に伴いシグナル強度が増加しており、励起電流に由来するシグナルであることが確認できる。また、励起パワーの増加に伴い共鳴周波数が低周波側にシフトしている。これは、振幅の増加に伴いポテンシャルの非線形効果が台頭してきたため⁴⁷ であり、TM によって整流された電圧であることを示している。すなわち、図 5.3(b) は、先に言及したように電極間カップリングのため現れる電圧であり、式 5.3 により分離できることが示された。

次に、 f と $2f$ 成分の外部磁場依存性を調べた。磁場は、電流と平行に印加した。この際比較のため f 成分も $2f$ 成分と同様に、磁場励起下で周波数 f の微弱な電流を磁気渦に注入す

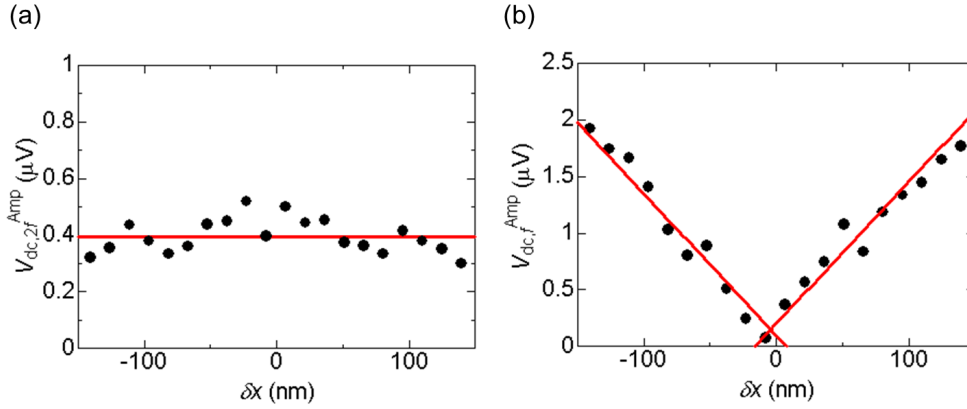


図 5.5. (a) $2f$ 成分と (b) f 成分のシグナル強度のコア変位依存性。

ることで検出した。 $2f$ 成分を図 5.4(a)、 f 成分を図 5.4(b) に示す。 f と $2f$ 成分とも磁場の増加に伴い共鳴周波数が増加していることが分かる。この傾向は、磁場印加に伴い実効的なポテンシャルの形状が変化するためであり、TM を観測している一定の根拠となりうる⁴⁸。図 5.4 から両成分のシグナル強度のみをピックアップしたものを図 5.5 に示す。この際、解析との比較のため外部磁場をコアの変位 (δx) に読み替えた (付録 B 参照)。図 5.5(a) において、コアの変位に伴い $2f$ 成分のシグナル強度が若干減少しているが、これはコアの回転振幅が減少したためと考えられる。図 5.4 にあるように、共鳴周波数が増加しポテンシャルが硬くなっていることを考えれば妥当である。一方 f 成分は、図 5.5(b) に示すように $\delta x \approx 0$ においてほとんどシグナルが見られないが、コアの変位に応じてシグナル強度が線形に増加している。この傾向は、以下のように理解できる。先行研究³² によれば、磁気渦のコアの位置 (x, y) について、電気抵抗 R は、

$$R = R_0 - a_x(x - x_R)^2 + a_y(y - y_R)^2 \quad (5.4)$$

と表される。これは、変位の正負に対して対称であり $\cos 2\theta$ の偶関数の振る舞いを表す。 (x_R, y_R) は円心、 a_x, a_y は係数である。また、TM 下のコアの位置を、

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_0 + \text{Re} \left[X e^{i\omega t} \right] \\ y_0 + \text{Re} \left[Y e^{i\omega t} \right] \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

と表す。ここで、 x_0, y_0 はコア安定点の座標、 $X = X' + iX''$, $Y = Y' + iY''$ は振幅である。式 5.5 を式 5.4 に代入し、それぞれ $I_f = I_f^{\text{amp}} \cos 2\pi f t$ と $I_{2f} = I_{2f}^{\text{amp}} \cos 4\pi f t$ で整流されることを考えれば、dc 電圧 V_f, V_{2f} は

$$\begin{aligned} V_f &= -a_x(x_0 - x_R)X' I_f^{\text{amp}} + a_y(y_0 - y_R)Y'' I_f^{\text{amp}} \\ V_{2f} &= -\frac{a_x}{4}(X'^2 + X''^2)I_{2f}^{\text{amp}} + \frac{a_y}{4}(Y'^2 + Y''^2)I_{2f}^{\text{amp}} \end{aligned} \quad (5.6)$$

となる。つまり、 $2f$ 成分は外部磁化によるコア安定点の円心からのズレに対して一定である一方、 f 成分はそのズレに対し線形に増加することが説明された。

以上の結果及び考察から、この測定によって $2f$ 成分を検出したと結論づけることができる。また、 $2f$ を検出する手法は、シグナルに重畳する本質的でないものを区別することが容易であり、ポテンシャル形状やコアの位置によらずシグナル強度が一定であるため、磁気渦スピンダイナミクスの統一的な理解の一助になると考える。

第 6 章

結論

6.1 本研究の総括

本研究では、磁気渦構造の TM におけるスピンドYNAMIKSの研究を行った。

1. 磁気渦を 3 個連結させた系において、静磁相互作用による TM の変調を調べた。

3 つの磁気渦鎖には共鳴準位が 3 つあり、ポラリティに依存してその共鳴周波数が如実に変調されることを実験的に明らかにした。更に、両端の磁気渦に大きな電流を注入することで、特定の準位のみをロックングすることに成功し、この結果が 1 次元磁気渦格子のバンド分散の 1 部であることが分かった。以上の結果は、Thiele 方程式により良く理解された。そのため、磁気渦格子は磁気人工格子系研究のモデルケースとなりうる。

2. TM における AMR の $2f$ 成分を検出した。

AMR の $2f$ 成分を実験的に検出した。励起電流と異なる周波数での検出法であるため、電極間カップリングの影響を容易に排除できる事を示した。 $2f$ 成分はコアのシフトやポテンシャル形状の変化に対し、非常に硬いことが分かった。以上のことから、同手法は磁気渦を含めた磁壁ダイナミクスを高精度に測定可能であり、今後の統一的な理解の一助になると考えられる。

6.2 今後の課題

1. 磁気渦連結系

直近の課題としては、磁気渦格子系への拡張が考えられる。また、磁気渦を用いた発信素子等も提案されており、その特性の向上に磁気渦格子が寄与すると予想される。磁気渦格子における TM の伝播は、ポラリティに著しく依存するため、その特性を活かし演算等のデバイスへの応用も期待される。Thiele 方程式を用いたデバイス設計も重要であろう。

2. 倍波測定法

未だ論争が続いている STT の非断熱定数 β の探求が重要課題である。この β は磁壁の運動に強い影響を与えることが知られており、その理解及び今後の磁壁や磁化のダイナミクスを用いたデバイス作成の際に非常に重要な量である。磁気渦の場合にも同様に β は磁化ダイナミクスに影響を及ぼすため、磁気渦を用いて β を求めようという試みは多いが、未だ統一的な理解はなされていない。倍波を用いた TM の検出法は β の理解に威力を発揮するであろう。

付録 A

磁気渦鎖のカイラリティ

磁気渦に面内磁場を印加することで、コアは磁場に対して垂直方向に変位する。磁気渦鎖の場合には、面内磁場印加によってコアの相対位置が変化することで、双極子相互作用の強度を変調可能である。また磁場に対するコアの移動方向は、カイラリティに依存する。そのため、双極子相互作用の変調のされ方を調べることで、磁気渦のカイラリティをある程度決定することが可能である⁴³。磁場依存性を調べるに先立ち、ポラリティは互いに反平行にした。また、面内磁場は磁気渦鎖の長手方向に対して垂直に印加し、励起及び検出は左側の円盤において行った。

図 A.1 に、異なるカイラリティの組における面内磁場依存性を示す。まず、両者において磁場印加に応じて共鳴周波数が増加しているが、これはコアの変位に伴いポテンシャルの形状が変化したためである。図 A.1(a) では、共鳴周波数の変調傾向が磁場の正負に対して対称であることが分かる。つまり、磁場の印加に対してコア同士の相対距離が変わらないことを示しており、カイラリティが全て同方向であることに対応する。一方図 A.1(b) では、磁場の正負に対して対称性を失っている。これは、磁場の印加によりコアの相対距離が変化し双極子相互作用が

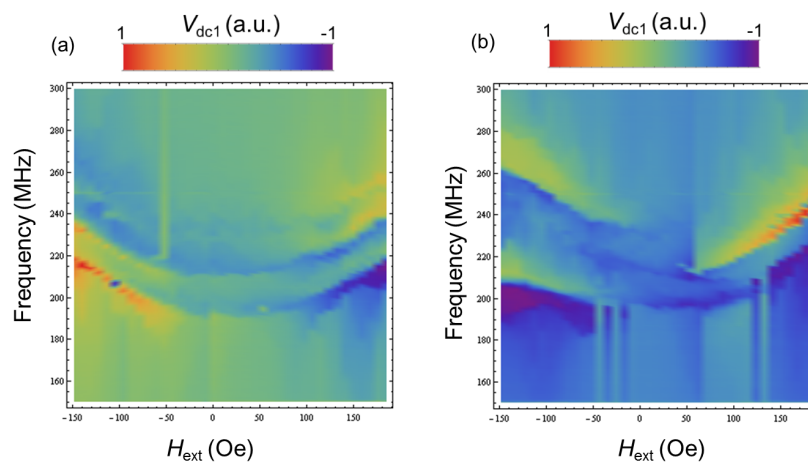


図 A.1. スペクトルの面内磁場依存性。

変調されたことを意味しており、カイラリティが同方向でないものを含むことを示している。

磁気渦鎖の定在波モードを調べる場合は、コアの回転位相が重要である。コアが双極子相互作用によって駆動される場合、カイラリティに応じてコアの回転位相が π 変わるためシグナルの正負が反転する。このような解析の困難さを避けるため、カイラリティが全て同方向であることを、面内磁場依存性を調べることで確認した。

付録 B

外部磁場とコア変位の関係

実験的にコアの位置を調べることは非常に困難なため、数値計算により磁場とコアの変位の関係を調べた。

磁化のダイナミクスは、磁性体を交換長程度の微小領域に分割し、そのそれぞれにおいて LLG 方程式

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha \hat{\mathbf{M}} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (\text{B.1})$$

を数値的に解くことでよく再現される。このようなモデルが有効であるのは、交換長程度の領域にあるスピンは強い交換相互作用にため平行になろうとするためである。今回は LLG 計算パッケージ⁴² を用い、2 次元モデルの範疇でセルサイズを $5 \times 5 \times 30\text{nm}$ とし、時間刻みを 250fs とした。また磁性体に Py を用いたため結晶異方性エネルギーは無視しし、その他パラメータは以下を用いた。

飽和磁化 M_s	1 T
交換スティフネス係数 A	$1.05 \times 10^{-11} \text{ Jm}^{-1}$
磁気回転比 γ	$1.76 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}\text{T}^{-1}$
ダンピング定数 α	0.01

磁場を y 方向に印加した場合の、コアの x 方向への変位を図 B.1 に示す。磁場は図 5.4 に示した範囲で振っており、その領域での磁場に対するコア変位の線形性が示された。外部磁場からのコアの変位への変換は、この関係を用いた。

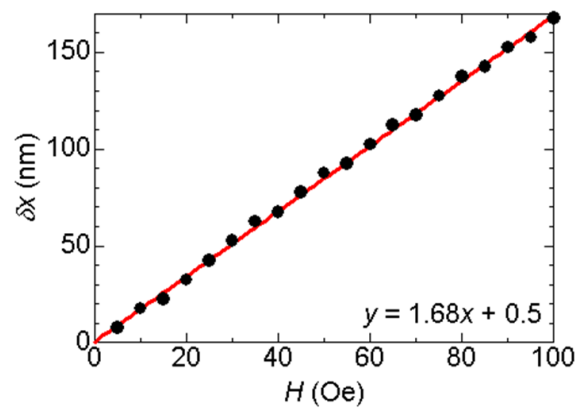


図 B.1. LLG シミュレーションにより得られた、コア変位の外部磁場依存性。

参考文献

- [1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [2] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [3] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
- [4] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984).
- [5] J. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1-L7 (1996).
- [6] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, *Science* **289**, 930 (2000).
- [7] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger, *Science* **298**, 577 (2002).
- [8] N. Kikuchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Shimada, S. G. Kim, Y. Otani, and K. Fukamichi, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2082 (2001).
- [9] W. Scholz, K. Y. Guslienko, V. Novosad, D. Suess, T. Schrefl, R. W. Chantrell, and J. Fidler, *J. Magn. Magn. Mater.* **266**, 155 (2003).
- [10] K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *Phys. Rev. B* **65**, 024414. (2001)
- [11] M. Schneider, H. Hoffman, and J. Zweck, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3113 (2001).
- [12] S. Yakata, M. Miyata, S. Nonoguchi, H. Wada, and T. Kimura, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 222503 (2010).
- [13] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, and T. Shinjo, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 1 (2002).
- [14] L. Landau, and E. Lifshitz, *Phys. Z. Sowjet union* **8**, 153 (1935).
- [15] E. Lifshitz, *J. Phys. USSR* **8**, 337 (1944).
- [16] C. Kittel, *Phys. Rev.* **80**, 918 (1950).
- [17] J. P. Park *Phys. Rev. B* **67**, 020403(R) (2003).
- [18] M. Buess, R. Höllinger, T. Haug, K. Perzlmaier, U. Krey, D. Pescia, M. Scheinfein, D. Weiss, and C. Back, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 077207 (2004).
- [19] L. Giovannini, F. Montoncello, F. Nizzoli, G. Gubbiotti, G. Carlotti, T. Okuno, T. Shinjo, and M. Grimsditch, *Phys. Rev. B* **70**, 172404 (2004).
- [20] J. P. Park, and P. A. Crowell, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 167201 (2005).

- [21] X. Zhu, and Z. Liu, Phys. Rev. B **71**, 180408(R) (2005).
- [22] S. -B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, and H. A. Padmore, Science **304**, 420 (2004).
- [23] V. Novosad, F. Y. Fradin, P. E. Roy, K. S. Buchanan, K. Y. Guslienko, and S. D. Bader, Phys. Rev. B **72**, 024455 (2005).
- [24] A. A. Thiele, Phys. Rev. Lett. **30**, 230 (1973).
- [25] D. L. Huber, Phys. Rev. B **26**, 3758 (1982).
- [26] J. Shibata, Y. Nakatani, G. Tatara, H. Kohno, and Y. Otani, Phys. Rev. B **73**, 020403 (2006).
- [27] J. He, Z. Li, and S. Zhang Phys. Rev. B **73**, 184408 (2006).
- [28] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, Europhys. Lett. **69**, 990 (2005).
- [29] S. Zhang, Phys. Rev. Lett. **88**, 236601 (2002).
- [30] K. Y. Guslienko, and K. Metlov, Phys. Rev. B **63**, 100403 (2001).
- [31] K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, Appl. Phys. Lett. **78**, 3848 (2001).
- [32] M. Goto, H. Hata, A. Yamaguchi, Y. Nakatani, T. Yamaoka, Y. Nozaki, and H. Miyajima, Phys. Rev. B **84**, 064406 (2011).
- [33] J. Shibata, K. Shigeto, and Y. Otani, Phys. Rev. B **67**, 224404 (2003).
- [34] J. Shibata, and Y. Otani, Phys. Rev. B **70**, 012404 (2004).
- [35] A. Y. Galkin, B. A. Ivanov, and C. E. Zaspel, Phys. Rev. B **74**, 144419 (2006).
- [36] S. Sugimoto, Y. Fukuma, S. Kasai, T. Kimura, A. Barman, and Y. Otani, Phys. Rev. Lett. **106**, 197203 (2011).
- [37] R. Antos, Y. Otani, and J. Shibata, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 031004 (2008).
- [38] V. S. Pribiag, I. N. Krivorotov, G. D. Fuchs, P. M. Braganca, O. Ozatay, J. C. Sankey, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, Nat. Phys. **3**, 498 (2007).
- [39] A. Ruotolo, V. Cros, B. Georges, A. Dussaux, J. Grollier, C. Deranlot, R. Guilemet, K. Bouzehouane, S. Fusil, and A. Fert, Nature Nanotech. **4**, 528 (2009).
- [40] S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, and T. Ono, Phys. Rev. Lett. **97**, 107204 (2006).
- [41] R. Moriya, L. Thomas, M. Hayashi, Y. B. Bazaliy, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, Nature Phys. **4**, 368 (2008).
- [42] LLG Micromagnetics Simulator Version 2.63b <http://llgmicro.home.mindspring.com> .
- [43] S. Sugimoto, Y. Fukuma, and Y. Otani, IEEE Trans. Magn. **47**, 2951 (2011).
- [44] D. S. Han, A. Vogel, H. Jung, K. S. Lee, M. Weigand, H. Stoll, G. Schütz, P. Fischer, G. Meier, and S. K. Kim, Sci. Rep. **3**, 2262 (2013).
- [45] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohono, A. Thiaville, and T. Ono, Nat. Mat. **6**, 269 (2007).
- [46] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, and T. Ono, Appl. Phys. Lett. **96**, 192508

- (2010).
- [47] A. Drews, B. Krüger, G. Selke, T. Kamionka, A. Vogel, M. Martens, U. Merkt, D. Möller, and G. Meier, Phys. Rev. B **85**, 144417 (2012).
- [48] A. Vogel, A. Drews, T. Kamionka, M. Bolte, and G. Meier, Phys. Rev. Lett. **105**, 037201 (2010).

謝辞

本研究を遂行し、まとめるにあたりまして、終始適切な助言と丁寧なご指導をしていただきました大谷義近教授、新見康洋助教、木俣基助教に、心より感謝いたします。

また、大谷先生がチームリーダーを兼任しておられる理化学研究所基幹研究所量子ナノ磁性チームの연구원の方々には多くの助言をいただきました。感謝いたします。

試料作製にあたりまして、物性研究所の家泰弘教授、勝本信吾教授には、電子線描画装置を使用させていただきました。感謝いたします。

大谷研究室の先輩および後輩の皆様には、日常の議論を通じて多くの示唆をいただき、また精神的に支えていただきました。感謝の意を表します。

最後に、経済的および精神的に支えてくださった家族に、心より感謝いたします。

平成二十五年度修士論文
長谷川 徳信

双極子相互作用を介した
磁気渦の連成スピンドYNAMICS

